

Génération d'ondes modales dans une structure multicouche plane par l'impact d'un faisceau ultrasonore

N. BEDRICI-FRAI^a, B. VACOSSIN^b, PH. GATIGNOL^c

a. ESTACA, Parc Universitaire Laval Changé, BP76121, F53061 LAVAL cedex 9,
nacera.bedrici@estaca.fr

b. UPJV, L.T.I., IUT de l'Aisne, Dépt. QLIO, Les Terrasses du Mail, F02880 CUFFIES,
bruno.vacossin@u-picardie.fr

c. UTC, Laboratoire Roberval, UMR CNRS n°7337, BP 20529 F60205 COMPIEGNE cedex,
philippe.gatignol@utc.fr

Résumé :

On étudie, par simulation semi-analytique, la possibilité d'engendrer, par l'impact d'un faisceau ultrasonore externe, les ondes modales pouvant se propager à grande distance le long d'une structure élastique multicouche. On s'intéresse en particulier aux ondes de Lamb à vitesse de groupe négative, ainsi qu'aux ondes de Rayleigh, de Sezawa et de Stoneley.

Abstract :

A semi-analytical process is developed in order to study the facility, for an external ultrasonic beam, to generate long range modal waves inside a multilayered elastic structure. A particular interest is focused on the case of Lamb modes with a negative group velocity, and on Rayleigh, Sezawa and Stoneley waves.

Mots clefs : faisceau ultrasonore, multicouche élastique, ondes de Lamb, de Rayleigh, de Sezawa.

1 Introduction

Les structures multicouches à comportements fluides ou solides élastiques sont le siège d'ondes libres acoustiques qui prennent appui sur les diverses interfaces de la structure. Suivant Hayes [1], nous les désignons comme "ondes modales" par opposition aux ondes libres (locales) telles que les ondes planes longitudinales ou transversales. Au nombre de ces ondes modales, on compte les ondes de surface (Rayleigh), d'interface (Stoneley), guidées (Lamb) et leurs associations telles que les ondes de Sezawa ou celles d'Osborn (voir par exemple [2]). Leur principale caractéristique (un avantage ou un inconvénient) est de pouvoir se propager sur de longues distances à partir de leur zone de création. Le phénomène se rencontre à toutes les échelles : en sismique, au niveau de l'écorce terrestre, où les ondes (Rayleigh et Sezawa) sont engendrées par des sources localisées [3] ; en micromécanique où les composants ZnO/Si sont utilisés pour la micro fluidique, les ondes étant alors excitées par transducteurs interdigités [4]. A l'échelle des structures mécaniques, ces ondes modales intéressent en particulier les techniques de contrôle non destructif par ultrasons. Elles sont alors fréquemment générées par l'impact d'un faisceau ultrasonore émis dans un fluide externe [2, 5]. C'est ce point de vue que nous considérons ici, nous intéressant en premier lieu à l'aptitude de chaque onde modale à pouvoir se propager suffisamment loin dans la structure à partir de la zone d'impact.

L'étude est basée sur une méthode de simulation semi-analytique, en utilisant la décomposition des champs acoustiques en ondes planes et en calculant a posteriori les intégrales de Fourier spatiales qui résultent de l'interaction du faisceau incident avec les diverses couches de la structure. Cette méthode, classique, est brièvement rappelée dans le §2. Le §3 est consacré à l'étude de la génération des ondes de Lamb dans une couche élastique immergée, avec une attention particulière pour les ondes de Lamb à vitesse de groupe négative. Le §4 est consacré au cas où la couche élastique est en liaison sur l'une de ses faces avec un substrat élastique. Les courbes de dispersion des ondes modales (Rayleigh et Sezawa) sont tracées et commentées, et une étude comparative de la génération de ces ondes par impact de faisceau est présentée.

2 Principe du calcul

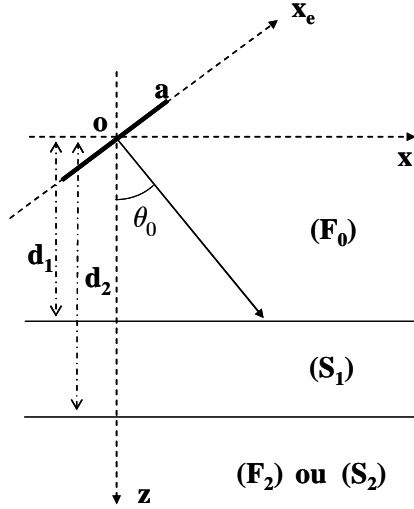


FIG. 1 - Géométrie du problème.

Le problème est traité en géométrie bidimensionnelle pour un champ ultrasonore monochromatique ($e^{-i\omega t}$) émis par un transducteur plan, de profil d'émission gaussien, de largeur nominale $2a$, situé dans un fluide externe (F_0) (voir figure 1). Le faisceau émis frappe l'interface externe (F_0) / (S_1) sous l'angle d'incidence θ_0 . La méthode de calcul est décrite dans les références [6] et [7]. Le faisceau incident est décomposé en somme continue d'ondes planes et représenté par une intégrale de Fourier par rapport au nombre d'onde k_{xe} associé à la direction du plan émetteur. Ce nombre d'onde demeurera la variable d'intégration pour tous les champs calculés ultérieurement, les autres nombres d'onde k_x et k_{zi} ($i = 0, 1L, 1T, 2L, 2T$), liés aux directions des interfaces, étant exprimés en fonction de k_{xe} et de θ_0 . Le champ incident prend alors la forme suivante, pour le potentiel des déplacements :

$$\psi_{\text{inc}}(x, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_0(k_{xe}) e^{ik_{z0}(z-d_1)} e^{i(k_x x - \omega t)} dk_{xe} . \quad (1)$$

Le problème de l'interaction de ce champ avec la structure multicouche est ensuite résolu pour chaque onde plane constitutive. L'ensemble des conditions de continuité aux interfaces conduit à un système linéaire dont la résolution fournit les rapports d'amplitude pour chacun des champs transmis ou réfléchi, en fonction du nombre d'onde interfacial commun k_x . On aura par exemple pour le champ transversal rétropropagé dans (S_1) (propagation dans le sens des z décroissants) :

$$\psi_{b1T}(x, z, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \beta_{1T}(k_x) A_0(k_{xe}) e^{-ik_{z1T}(z-d_2)} e^{i(k_x x - \omega t)} dk_{xe} . \quad (2)$$

On notera que l'équation modale de la structure dans le vide, (V) / (S_1) / (V) pour la couche seule ou (V) / (S_1) / (S_2) pour la couche avec substrat, est obtenue en annulant un sous-déterminant du déterminant du système des rapports d'amplitudes évoqué ci-dessus.

A partir des expressions intégrales telles que (1) ou (2), on peut calculer les champs de pression dans les fluides ainsi que les composantes du vecteur contrainte normale dans les solides :

$$\vec{T}_z = \vec{T} \cdot \vec{e}_z = T_{zz} \vec{e}_z + T_{zx} \vec{e}_x . \quad (3)$$

Les représentations intégrales de Fourier ainsi obtenues sont évaluées numériquement par une méthode classique, de préférence à la FFT, ce qui permet de s'affranchir des contraintes de relation entre variable d'intégration et variables de représentation, et éventuellement de déformer le contour d'intégration par passage au plan complexe en vue d'améliorer la précision et de diminuer le temps de calcul (voir [8]). Les cartographies ci-dessous représentent le module de la pression ou du vecteur contrainte, normalisés par rapport à la pression incidente au centre de l'émetteur, en fonction des coordonnées d'espace adimensionnelles : $\tilde{x} = x / a$, $\tilde{z} = z / a$. En plus des interfaces, on a fait figurer l'axe incident et son réfléchi spéculaire sur l'interface d'entrée. Afin de mettre en évidence les effets non spéculaires subis par le champ réfléchi, seul ce dernier est représenté dans le fluide (F_0) et son intensité est artificiellement accrue.

Les courbes de dispersion sont présentées dans le plan de la fréquence adimensionnelle $\tilde{k}_{1T} = \omega a / c_{1T}$ et soit du nombre d'onde modal axial adimensionnel $\tilde{k}_x = k_x a$, soit de la célérité de phase adimensionnelle $\tilde{c}_x = c_x / c_{1T}$, où c_{1T} désigne la célérité des ondes transversales dans la couche élastique (S_1). Dans les

exemples choisis, l'épaisseur de la couche (S_1) est prise égale à $h_1 = 0.2 a$.

3 Génération d'un mode de Lamb

Comme premier exemple de génération d'une onde modale, par la méthode de simulation semi-analytique qui vient d'être décrite, nous considérons le cas classique des modes de Lamb dans une couche élastique (S_1) immergée dans un fluide (F_0) \equiv (F_2) (figure 1). Les courbes de dispersion des modes de Lamb (symétriques et anti-symétriques) sont rappelées sur la figure 2 dans le plan $(\tilde{k}_{1T}, \tilde{k}_x)$ pour un rapport de célérités $c_{1T} / c_{1L} = 0.5$. Pour un choix de fréquence tel que $\tilde{k}_{1T} = 30$, deux nombres modaux correspondent au mode S_1 . Ils sont marqués par les points 1 et 2 sur la figure 2.

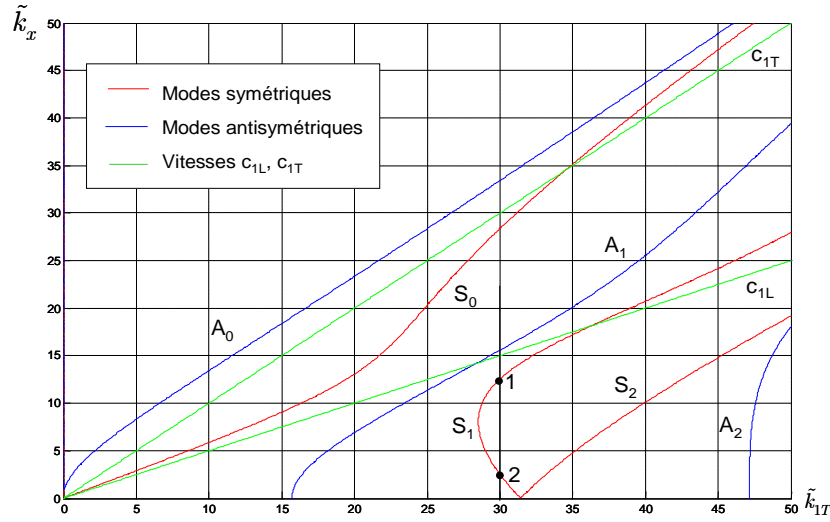


FIG. 2 - Courbes de dispersion des modes de Lamb dans le plan $(\tilde{k}_{1T}, \tilde{k}_x)$

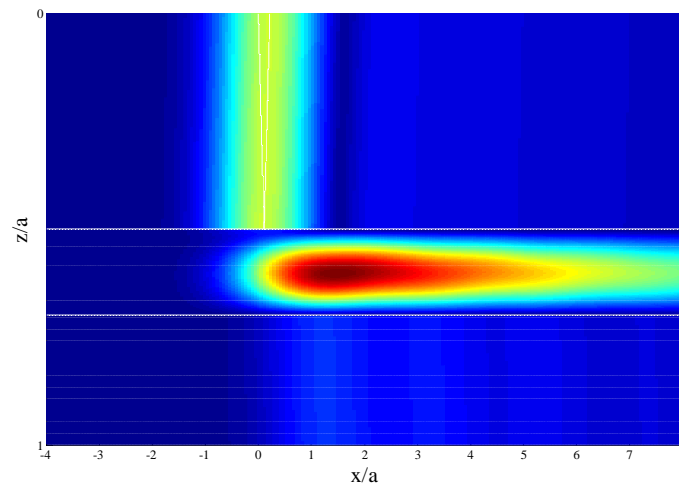


FIG. 3 - Génération du mode de Lamb S_1 à vitesse de groupe positive.

Dans le fluide (F_0), dont les paramètres physiques ont été choisis tels que $\rho_0 / \rho_1 = 0.1$ et $c_0 / c_{1T} = 0.5$, à chacune des valeurs du nombre d'onde \tilde{k}_x correspond un angle d'incidence θ_0 . Dans le cas 1, l'incidence est de 12.1° . La vitesse de groupe du mode est positive et la cartographie de la génération du mode est représentée sur la figure 3. Le mode se propage sur une distance appréciable et son rerrayonnement progressif dans le fluide (F_0) provoque des effets non spéculaires sur le champ réfléchi analogues à ceux qui ont été

primitivement observés dans le cas de la génération de l'onde de Rayleigh (voir les références dans [9]).

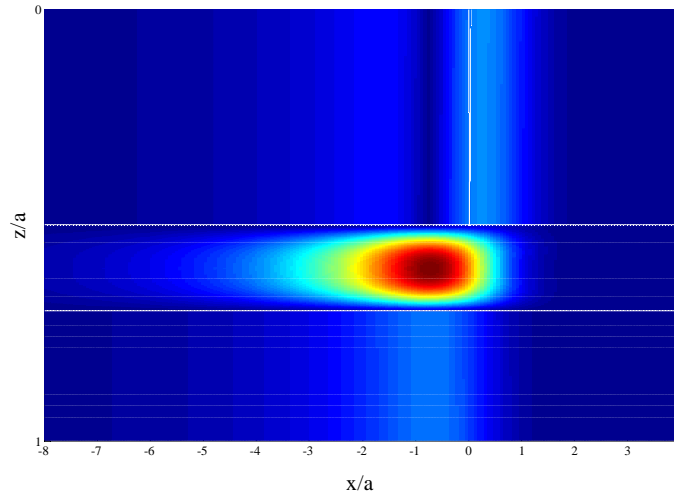


FIG. 4 - Génération du mode de Lamb S_1 à vitesse de groupe négative.

Dans le cas 2, l'incidence est de 2.4° . Malgré cette faible valeur, l'onde modale est nettement excitée et la cartographie figure 4 montre que son intensité est pratiquement localisée "en amont" du point d'impact du faisceau. La partie rerayonnée du champ réfléchi est bien visible, mais elle est située à gauche de la partie réfléchie spéculaire.

4 Génération des ondes de Rayleigh, de Sezawa et de Stoneley

Lorsque la couche (S_1) est en contact avec un substrat élastique (S_2) le long de l'une de ses faces, la structure $(V)/(S_1)/(S_2)$ est le siège d'ondes modales qui dépendent de la nature du contact $(S_1)/(S_2)$. Les courbes de dispersion de ces ondes sont tracées sur la figure 5, sous l'hypothèse de l'adhérence parfaite entre les deux solides et pour des valeurs des paramètres du solide (S_2) telles que $c_{2T}/c_{2L} = 0.5$, $c_{1T}/c_{2T} = 0.8$, $\rho_1/\rho_2 = 1.5$. Dans ce paragraphe, les caractéristiques des milieux (S_1) et (F_0) sont celles du paragraphe 3. Ces ondes ont fait l'objet de nombreuses études en sismologie [3], [10]. Il est usuel de les ranger en deux familles M_1 et M_2 qui s'identifient, pour $\rho_1 \gg \rho_2$ et pour des fréquences pas trop élevées, aux modes de Lamb antisymétriques et symétriques respectivement (on notera que Auld [10] propose, sans doute par erreur, l'association opposée).

Seule l'onde modale M_{11} est propagative à toute fréquence. A basse fréquence, elle s'identifie à l'onde de Rayleigh du milieu (S_2) , tandis qu'à haute fréquence, elle tend vers l'onde de Rayleigh du milieu (S_1) . Pour cette raison, les auteurs la désignent comme onde modale de Rayleigh de la structure. Tous les autres modes ont une fréquence de coupure pour laquelle la vitesse de phase de l'onde est égale à c_{2T} . Au delà de cette fréquence, le mode est propagatif et sa vitesse tend vers c_{1T} à haute fréquence. Ces ondes modales sont constituées d'une onde guidée essentiellement transversale dans la couche (S_1) et d'une onde de surface évanesciente dans (S_2) . La première onde de la famille M_2 , associée au mode de Lamb symétrique S_0 , est l'onde de Sezawa. Les ondes suivantes sont parfois appelées ondes de Sezawa d'ordres supérieurs.

On voit sur la figure 5 que pour la fréquence $\tilde{k}_{1T} = 60$, trois ondes modales sont propagatives : l'onde de Rayleigh, l'onde de Sezawa 1 et l'onde de Sezawa 2. Avec le choix des données, ces trois ondes peuvent être engendrées par impact de faisceau aux incidences respectives : 32.4° , 28.4° , 24.7° . La figure 6 montre la génération de l'onde de Sezawa 1. On peut apprécier la faible atténuation de l'onde au cours de sa propagation à partir du point d'impact du faisceau.

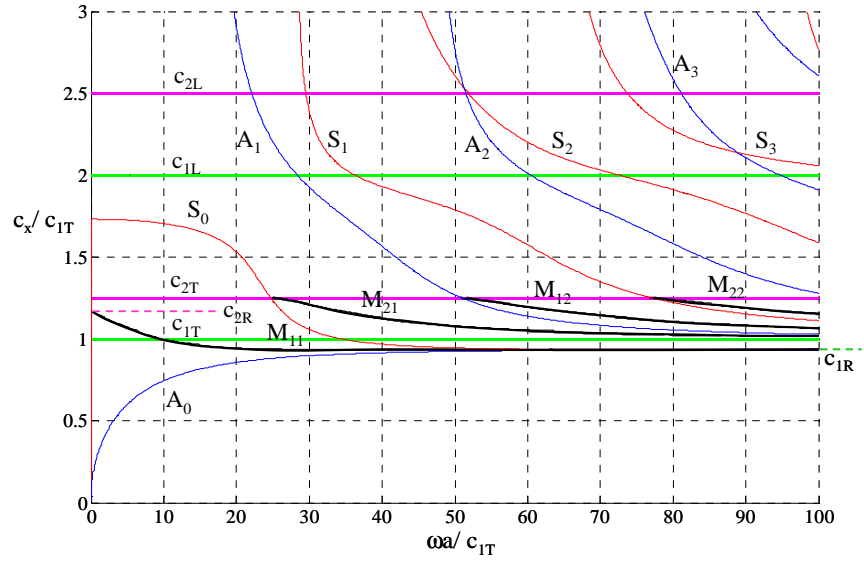


FIG. 5 - Courbes de dispersion des ondes modales de Rayleigh et de Sezawa.

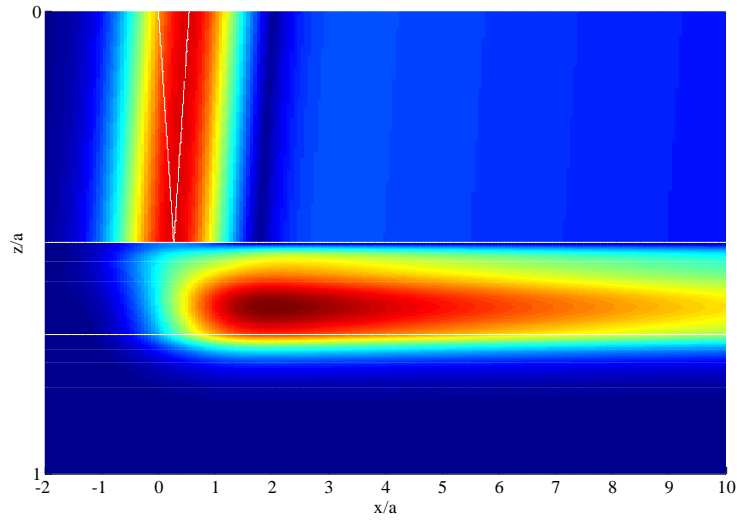
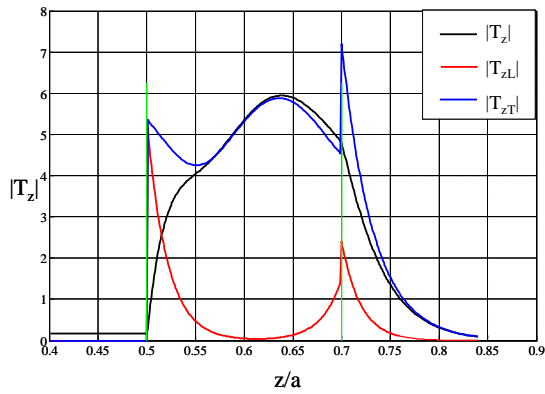
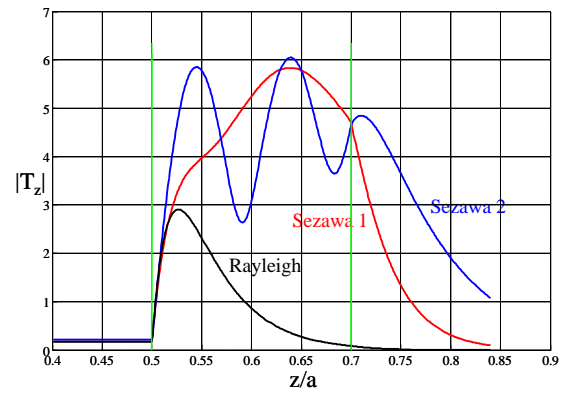
FIG. 6 - Génération de l'onde modale de Sezawa 1 (M_{21} , $\tilde{k}_{1T} = 60$).

FIG. 7a - Coupe de l'onde de Sezawa 1 et contributions des ondes de compression et de cisaillement.

FIG. 7b - Coupes des trois ondes modales propagatives ($\tilde{k}_{1T} = 60$).

La figure 7a montre, en coupe, les contributions des parties longitudinale et transversale de l'onde de Sezawa 1. L'onde est essentiellement constituée d'une onde de cisaillement, l'onde de compression étant évanescente, localisée au voisinage des interfaces. La figure 7b présente les coupes des trois ondes propagatives, évaluées pour chaque onde à une distance adimensionnelle de 5 à partir du point d'impact du faisceau qui la génère. On voit que les ondes de Sezawa conservent beaucoup plus d'énergie que l'onde de Rayleigh.

Si la liaison $(S_1) / (S_2)$ est de type glissement, l'onde de Stoneley le long de cette interface existe dans le cas présent ([11]). La cartographie 8 montre comment l'onde de Sezawa 1 est alors modifiée par la présence de cette onde supplémentaire.

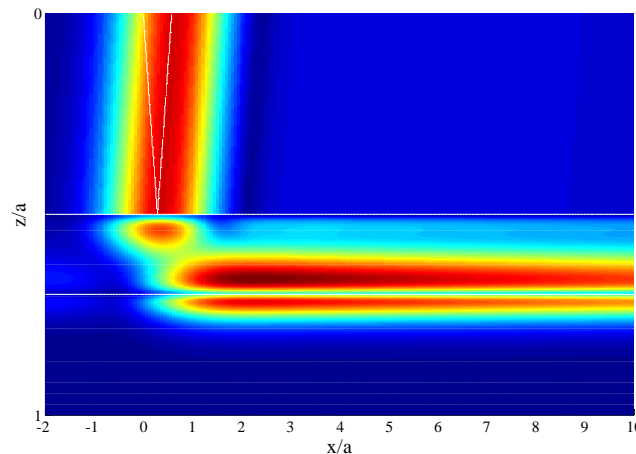


FIG. 8 - Génération de l'onde de Sezawa 1 en présence d'une onde d'interface de Stoneley.

5 Conclusion

La génération d'ondes modales dans une couche élastique, avec ou sans substrat, par impact d'un faisceau ultrasonore externe, a été simulée. L'inspection du champ réémis dans le fluide externe peut renseigner sur la présence de telles ondes dans la structure et, dans le cas d'un substrat, peut permettre éventuellement d'apprécier la nature du contact entre les deux solides. Sous cet aspect, l'onde de Sezawa paraît être un meilleur candidat que l'onde de Rayleigh.

Références

- [1] Hayes W.D., Conservation of action and modal wave action, Proc. Roy. Soc., A320, 187-208, 1970.
- [2] Bruneau M., Potel C., Matériaux et Acoustique, Hermès, 2006.
- [3] Ewing W.M., Jardetzky W.S., Press F., Elastic waves in layered media, McGraw-Hill, 1957.
- [4] Du X.Y. et al., ZnO film thickness effect on surface acoustic wave modes and acoustic streaming, Appl. Phys. Lett., 93, 094105, 2008.
- [5] Lefebvre J.P. et al., L'acoustique ultrasonore et ses applications, Acoustique et Techniques, 36, 4-19, 2004.
- [6] Bedrici N., Gagniol Ph., Potel C., An iterative method for the interaction between a bounded beam and an interface defect in solids, under Kirchhoff approximation, Acustica-Acta Acustica, 95, 189-202, 2009.
- [7] Vacossin B., Potel C., Gagniol Ph., de Belleval J.F., Interaction of a monochromatic ultrasonic beam with a finite length defect at the interface between two anisotropic layers - Kirchhoff approximation and Fourier representation, IEEE, Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 56/10, 2251-2267, 2009.
- [8] Gagniol Ph., Potel C., Bedrici N., Improvement of the computation of Fourier integrals using the complex plane: application to acoustic fields, Appl. Phys. Lett., 96, 044103, 2010.
- [9] Rousseau M., Gagniol Ph., Short wave analysis for the reflection of bounded acoustic beams onto liquid-solid interfaces at the Rayleigh incidence, J. Acoust. Soc. Am, 78/5, 1859-1867, 1985.
- [10] Auld B.A., Acoustic fields and waves in solids, Wiley, 1973.
- [11] Franklin H., Rousseau M., Gagniol Ph., Influence des conditions de collage sur l'existence de l'onde d'interface entre deux solides élastiques, Acustica, 80/2, 147-155, 1994.